

Пространственное дифференцирование оптического сигнала на основе фильтрации Фурье с помощью пиксельных и градиентных метаповерхностей

В. В. Юшков, Ф. Д. Кирьянов, А. С. Шорохов, А. А. Федянин¹⁾

Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 мая 2026 г.

После переработки 17 июня 2026 г.

Принята к публикации 17 июня 2026 г.

Аналоговые вычисления на основе пространственной Фурье-фильтрации в $4f$ -схеме позволяют выполнять математические операции над изображениями полностью оптически, тем самым обеспечивая их предцифровую обработку с высокой скоростью. Традиционные реализации на основе объемных рефрактивных элементов громоздки и сложны с точки зрения масштабирования. Благодаря эффективно-му управлению волновым фронтом оптические метаповерхности позволяют заменить такие элементы на плоские субволновые наноструктуры, обеспечивая компактность и субволновое разрешение при управлении амплитудой и фазой света. В настоящей работе проводится сравнение пиксельного и градиентного проектирования оптических метаповерхностей на основе нанокольцевых резонаторов из арсенида галлия для пространственного дифференцирования. В рамках пиксельного алгоритма каждая область метаповерхности (пиксель) рассматривается как квадратная периодическая решетка одинаковых нанорезонаторов. Градиентный алгоритм позволяет оптимизировать топологию, плавно меняя характеристики нанорезонаторов вдоль метаповерхности. Несмотря на предположение о том, что градиентный подход может минимизировать искажения, характерные для пиксельных структур, и позволить достичь более точного соответствия требуемой математической операции, в рамках поставленной в данной работе задачи пиксельная структура показала коэффициент корреляции Пирсона на 6–8% выше градиентной.

DOI: 10.7868/S3034576626070141

1. Введение. Развитие аналоговых оптических вычислений тесно связано с концепцией пространственного преобразования Фурье. Этот классический инструмент используется для решения таких задач, как выделение границ, корреляционный анализ и подавление шума. Выполняемое линзой преобразование Фурье обеспечивает разложение электромагнитного поля по базису плоских волн, что делает возможным применение ряда линейных операторов к изображениям без необходимости оцифровки [1–6]. Данный подход не получил широкого распространения ввиду большого размера традиционных оптических элементов, а также из-за проблем с промышленным масштабированием таких систем.

Для преодоления этих недостатков было предложено использование двумерных массивов наноструктурированных материалов – метаповерхностей, способных локально изменять параметры падающего электромагнитного излучения. Такие устройства отличаются малой толщиной, совместимостью с современными технологиями изготовления и воз-

можностью интеграции в фотонные устройства. С помощью метаповерхностей появилась возможность управлять волновым фронтом, поляризацией и спектром при помощи структур с толщинами, сопоставимыми с длинами волн света [7–18]. Это позволило создать множество компактных элементов для решения разнообразных оптических задач, в том числе и для выполнения аналоговых вычислений, реализующих операции дифференцирования, фильтрации пространственных частот или свертки [4, 19–23].

Многие продемонстрированные ранее метаповерхности основаны на пиксельной архитектуре [12, 24, 25], когда нанорезонаторы внутри одного пикселя идентичны по геометрии и, следовательно, по оптическому отклику. Такие структуры обладают рядом преимуществ, в частности, для определения их отклика не требуется большого объема вычислительных ресурсов. Однако такая дискретизация приводит к ступенчатому профилю фазовой или амплитудной функции в Фурье-плоскости и, как следствие, к достаточно грубой аппроксимации непрерывных операторов. Попытки уменьшить пиксель для улучшения точности аппроксимации

¹⁾e-mail: fedyanin@nanolab.phys.msu.ru

приводят к изменению отклика каждого конкретного пикселя из-за нарушения периодичности и все большему вкладу в итоговое поле помех на границах пикселей. Эти факторы существенно снижают точность реализации аналоговых операций.

Для преодоления указанных ограничений в настоящее время активно развиваются подходы к проектированию топологии метаповерхностей, основанные на численных методах оптимизации и алгоритмах машинного обучения [26–29]. Такие методы позволяют учитывать сложную нелинейную зависимость между геометрическими параметрами нанорезонаторов и пропусканием, отражением и фазой прошедшего или отраженного света. Вместе с тем данные методы обладают рядом существенных недостатков. В частности, результат оптимизации часто сильно зависит от выбора начальной точки, а сама оптимизация носит локальный характер, что затрудняет поиск глобально оптимального решения. Кроме того, моделирование структуры в целом требует значительных временных и вычислительных затрат, поэтому практическая реализация таких подходов возможна лишь с использованием высокопроизводительных вычислительных кластеров.

Альтернативой является градиентный подход, в котором форма резонаторов фиксирована, а их геометрические параметры изменяются непрерывным образом. Градиентные метаповерхности к настоящему времени продемонстрировали свою эффективность в широком круге задач фотоники. В нелинейной оптике градиентные метаповерхности позволяют реализовать генерацию гармоник света в широком диапазоне [30] и управлять направлением нелинейного излучения [31]. В задачах сенсорики такие структуры позволили создать мультиспектральные платформы для исследования биологических образцов, что открывает путь к созданию портативных устройств для экспресс-диагностики. Так, градиентные метаповерхности позволяют анализировать полосы поглощения молекул [32], ускорять ИК-спектроскопию [33] и выполнять детектирование вирусных нуклеотидных последовательностей [34]. В задачах формирования волнового фронта на этом принципе основаны такие структуры, как плоские линзы [35], голографические элементы [36] и устройства для управления направлением пучков света [37]. С точки зрения аналоговых оптических вычислений градиентный подход позволяет избежать проблем, характерных для пиксельных метаповерхностей, в частности краевых эффектов и ограничений, связанных с низким пространственным разрешением, таким образом реализуя непрерывную функцию

комплексного пропускания структуры. Кроме того, непрерывное изменение геометрических параметров позволяет получать более гладкие и технологически реализуемые структуры, а также упрощает учет ограничений, связанных с условиями изготовления. При этом такой подход является более вычислительно эффективным, чем подходы, оптимизирующие топологию всей структуры, что делает его перспективным для задач проектирования метаповерхностей.

В настоящей работе проводится сравнение двух подходов, пиксельного и градиентного, к проектированию диэлектрических метаповерхностей из арсенида галлия для реализации пространственного дифференцирования в схеме Фурье-фильтрации. В пиксельном подходе метаповерхность разбивается на дискретные области – пиксели, в пределах каждой из которых используются нанорезонаторы с одинаковыми геометрическими параметрами в строго периодическом массиве. Зависимости коэффициента пропускания и фазового сдвига от геометрии нанорезонаторов для каждого отдельного пикселя получаются методом конечных разностей во временной области (FDTD) в периодических граничных условиях для единичной наночастицы. Градиентный подход основывается на том же наборе данных пропускания и фазы, хотя в самой структуре условия периодичности нарушаются в результате плавного изменения геометрических параметров нанорезонаторов. Полученные данные аппроксимируются при помощи полносвязной нейронной сети для построения гладкой амплитудно-фазовой зависимости отклика от геометрических параметров нанорезонаторов, после чего топология метаповерхности определяется с использованием глобальной стохастической оптимизации методом дифференциальной эволюции.

2. Результаты. Для реализации полностью оптического дифференцирования входного изображения по оси x в схеме Фурье-фильтрации входное распределение комплексной амплитуды $f(x, y)$ располагается в передней фокальной плоскости первой линзы, а метаповерхность помещается в общей фокальной плоскости двух линз, где она должна реализовать заданную комплексную функцию пропускания $\hat{T}(u, v)$, (u, v) – координаты в фокальной плоскости линз (рис. 1). В этом случае выходное поле в задней фокальной плоскости второй линзы определяется соотношением

$$g(x, y) \propto \mathcal{F} \left[\hat{T}(u, v) \mathcal{F} \{ f(x, y) \} \right], \quad (1)$$

где $\mathcal{F}$ обозначает прямое Фурье-преобразование, осуществляемое линзой. Для выполнения дифференци-

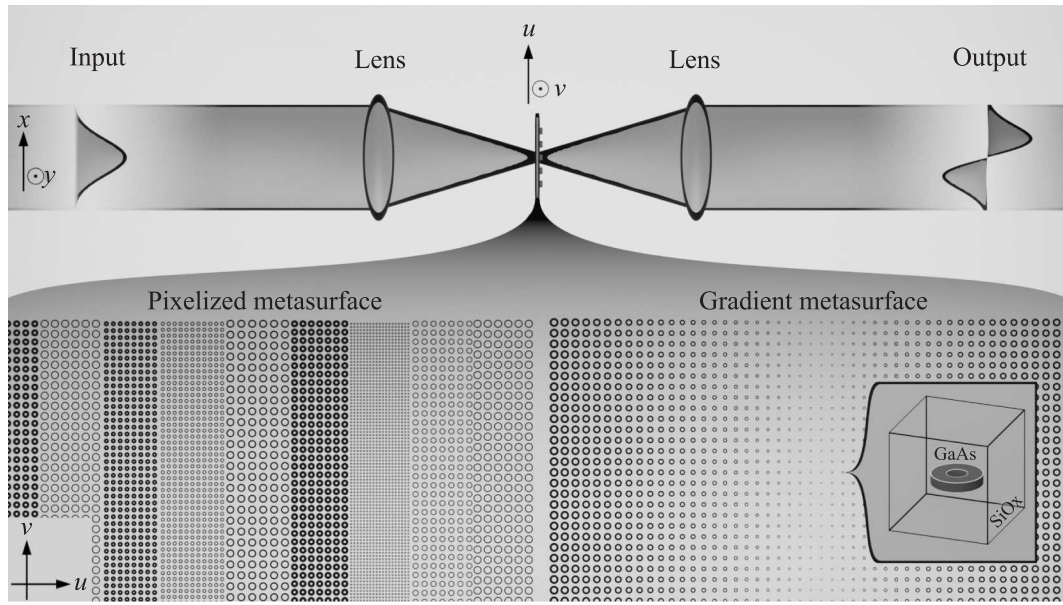


Рис. 1. Оптическая схема Фурье-фильтрации представляет собой $4f$ систему – метаповерхность располагается в общем фокусе двух линз, входное изображение располагается в передней фокальной плоскости первой линзы, выходное изображение детектируется в задней фокальной плоскости второй линзы. Для фильтрации используются два типа метаповерхностей: пиксельная (показана слева внизу) и градиентная (справа внизу). Обе метаповерхности состоят из GaAs нанокольц различного размера, как показано на вставке справа

рования в данной схеме функция пропускания должна иметь вид

$$\hat{T}(u, v) = T_0(u, v) \cdot e^{i\Delta\varphi_0(u, v)} \propto |u|e^{i\text{sign}(u) \cdot \pi/2}, \quad (2)$$

с учетом $T_0 \leq 1$ и конечного размера структуры. В таком случае поле на выходе схемы будет производной входного распределения поля, инвертированного относительно главной оптической оси линзы:

$$g(x, y) \propto \frac{\partial f(-x, -y)}{\partial x}. \quad (3)$$

Метаповерхность с размером $D = 110$ мкм представляет собой квадратную решетку элементарных ячеек с периодом a . Нанорезонаторы имеют кольцевую форму с внешним диаметром d и внутренним диаметром b с высотой $h = 150$ нм и погружены в SiO_2 . Такая форма меньше искажается при изготовлении, чем параллелепипеды, и в то же время имеет два независимых геометрических параметра (внутренний и внешний диаметр), что позволяет точнее настраивать отклик структуры по сравнению с дисками.

Для последующего определения геометрии метаповерхности была построена таблица данных с комплексными коэффициентами пропускания:

$$\hat{T}(a, d, b) = T(a, d, b) e^{i\Delta\varphi(a, d, b)}, \quad (4)$$

где $T(a, d, b)$ и $\Delta\varphi(a, d, b)$ – коэффициент пропускания по полю и фазовый сдвиг прошедшей волны соответственно. Зависимости $T(a, d, b)$ и $\Delta\varphi(a, d, b)$ были вычислены методом FDTD для одной элементарной ячейки с продольным сечением в форме квадрата со стороной $a \in [300, 550]$ нм, моделируемой как часть бесконечного периодического массива кольцевых резонаторов с внешним диаметром $d \in [250, 400]$ нм, внутренним диаметром $b \in [0, 250]$ нм с использованием периодических граничных условий. Такой подход соответствует приближению локальной периодичности и существенно снижает вычислительные затраты при построении таблицы данных с откликами периодического массива нанорезонаторов, необходимой для дальнейшей оптимизации топологии метаповерхности.

Двумерные сечения функции пропускания T и фазового сдвига $\Delta\varphi$, построенные в плоскостях (a, d) и (d, b) для фиксированных значений $b = 0$ нм и $a = 545$ нм соответственно, показаны на рис. 2. Резонансные особенности в спектрах пропускания и сдвига фазы возникают в результате появления резонансов типа Ми в нанокольцах. В частности, пропускание демонстрирует явные минимумы, вызванные спектральным перекрытием резонансов электрического диполя (ED), электрического квадруполь (EQ), магнитного диполя (MD) и магнитного квадруполь (MQ). При небольшом изменении параметров

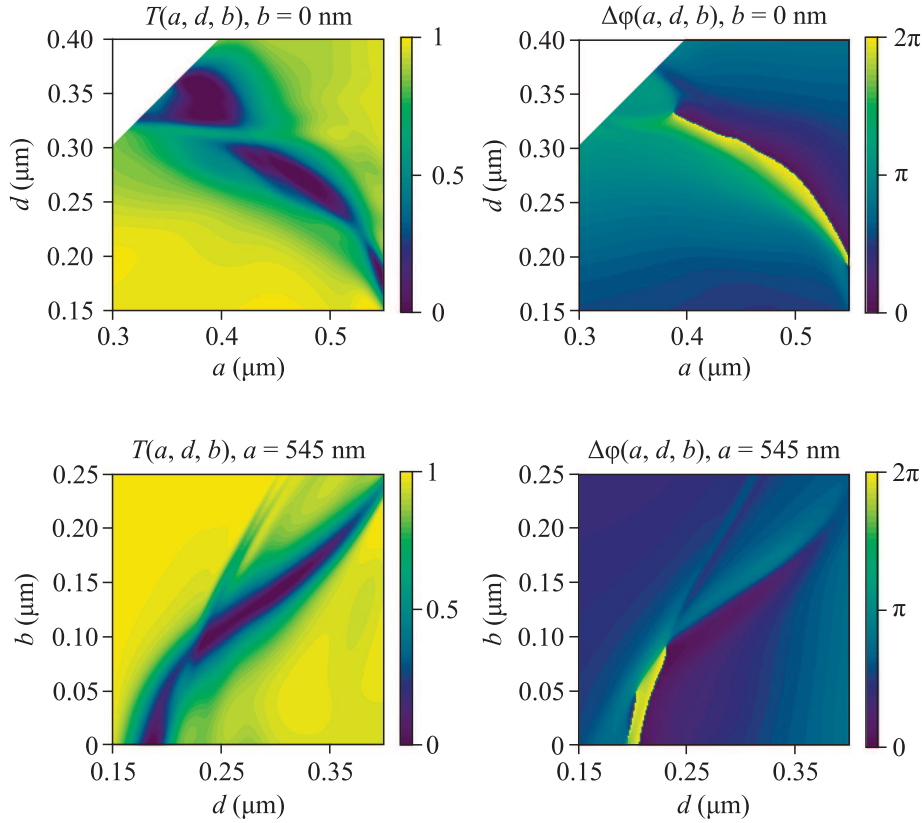


Рис. 2. (Цветной онлайн) Пропускание T и сдвиг фазы $\Delta\varphi$ метаповерхности в зависимости от внешнего диаметра d нанокольца, их внутреннего диаметра b и периода решетки a , полученные с помощью модели нейронной сети, обученной на результатах FDTD-симуляции. Верхний ряд: зависимость от периода a и диаметра d для нанодисков из GaAs. Нижний ряд: зависимость от внутреннего b и внешнего d диаметров для метаповерхностей с фиксированным периодом решетки $a = 545$ нм

нанорезонатора фазовый сдвиг резко изменяется на величины до 2π . При увеличении размера отверстия в кольцах совпадавшие резонансы попарно распадаются на ED + MQ и MD + EQ, в результате чего появляются две расходящиеся ветви низкого пропускания, а также теряется скачок фазы на 2π . Полученные резонансные зависимости позволяют реализовать широкий набор переключаемых амплитудно-фазовых Фурье-фильтров.

Для получения непрерывной аппроксимации $T(a, d, b)$ и $\Delta\varphi(a, d, b)$ были обучены две регрессионные модели на PyTorch отдельно для пропускания T и сдвига фазы $\Delta\varphi(x)$. Вектор выходных параметров нейросети формировался из пары $(\cos \Delta\varphi, \sin \Delta\varphi)$, благодаря чему устранялся разрыв фазы на выходе из диапазона $[0, 2\pi]$. Компоненты вектора входных данных были линейно масштабированы к диапазону $[-1, 1]$. Обучающая выборка из 240 тысяч строк была разделена на тренировочную и тестовую выборки в соотношении 3 к 1. Тренировочная часть использовалась для обновления параметров модели,

а тестовая часть применялась только для контроля качества обучения. Тренировочная выборка разбивалась на небольшие порции – батчи с размером 512 строк для пропускания и 1024 – для фазы, и на каждом шаге выполнялся прямой проход по батчу, вычисление ошибки, обратное распространение градиента и обновление весов. Для обновления параметров применялся оптимизатор Adam с шагом обучения 10^{-3} , в качестве критерия качества использовалась среднеквадратичная ошибка (MSE). В результате обучения на 500 эпохах получены значения RMSE 0.16 для пропускания и 0.23 для фазы на тестовых выборках, что подтверждает достаточную точность аппроксимации для последующего использования модели в обратной задаче оптимизации топологии метаповерхности.

Обратная задача формулировалась как подбор набора геометрических параметров, обеспечивающих близость предсказанных значений $(T, \Delta\varphi)$ к заданным целевым профилям $(T_0, \Delta\varphi_0)$. Помимо ограничений, налагаемых границами рассчитанных пара-

метров a , d и b , строки данных, удовлетворяющие условиям $a < d + b + 50$ нм и $d < b + 50$ нм, исключались из дальнейшего рассмотрения. Это обусловлено технологическими ограничениями электронно-лучевой литографии, которая используется для изготовления подобных нанорезонаторов. Малые зазоры между элементами структуры сложно воспроизвести, поэтому мы ограничились геометриями, подходящими для экспериментальной реализации.

В оптимизации использовались дополнительные глобальные параметры: $\Delta\varphi_z$ и масштабный множитель $t_z \in [0.7, 1.0]$, которые оптимизировались совместно с геометрическими параметрами. Общий фазовый сдвиг $\Delta\varphi_z$ был введен для учета неопределенности начальной фазы волны.

Функция Δ , минимизируемая на $2N + 3$ -мерном пространстве $(a, d_1, \dots, d_N, b_1, \dots, b_N, \varphi_z, t_z)$, задавалась в виде

$$\Delta = \sum_{i=1}^N \left(T(a, d_i, b_i)^2 + (t_z \cdot T_0(u_i))^2 - 2T(a, d_i, b_i) \cdot t_z \cdot T_0(u_i) \times \cos(\Delta\varphi(a, d_i, b_i) - \Delta\varphi_0(u_i) - \Delta\varphi_z) \right). \quad (5)$$

Здесь $u_i = \frac{x}{D} \cdot (i + 1 - [N/2])$, $[...]$ – целая часть, D – размер метаповерхности. Оптимизация выполнялась методом дифференциальной эволюции для $N = 11$ на выборке из 200 точек для 5000 итераций. Далее, исходя из оптимизированного периода a , определялось количество нанорезонаторов в метаповерхности, после чего методом линейной интерполяции определялись значения d и b для всех нанорезонаторов. Результаты оптимизации приведены на рис. 3. Красные точки, соответствующие оптимизированной геометрии нанорезонаторов в заданной координате u , практически совпадают с теоретической зависимостью $\hat{T}(u, v)$, обозначенной черной линией. Синяя линия отмечает значения пропускания и сдвига фазы, соответствующие пиксельной метаповерхности. Расхождения в центральной области графика при малых значениях пропускания вызваны подобранной функцией оптимизации, в рамках которой значения с меньшей величиной поля прошедшего света имеют меньший вес при оптимизации.

Для верификации результата оптимизации было выполнено полноволновое моделирование методом FDTD прохождения гауссова светового пучка шириной 1.23 мкм (рис. 4, серая пунктирная кривая) через оптимизированную градиентную метаповерхность на длине волны $\lambda = 850$ нм для двух линейных поляри-

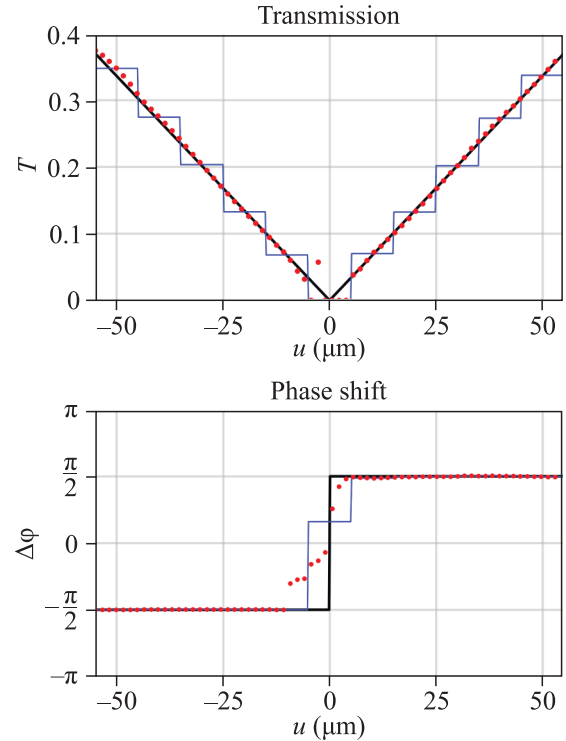


Рис. 3. (Цветной онлайн) Теоретический (черная кривая), оптимизированный (красные точки) коэффициент пропускания (вверху) и сдвиг фазы (внизу) в зависимости от координаты вдоль метаповерхности. Синяя кривая отмечает коэффициент пропускания и сдвиг фазы для соответствующей пиксельной метаповерхности

заций: вдоль оси x и вдоль оси y . На выходе из $4f$ схемы было проанализировано распределение квадрата модуля поля $|E_{\text{out}}(x)|^2$, которое для операции дифференцирования должно воспроизводить квадрат модуля производной входного поля, т.е. иметь характерную двухлепестковую форму для входного пучка гауссовой формы (рис. 4, серая сплошная кривая). Количественное соответствие результатов моделирования теоретической зависимости оценивалось по коэффициенту корреляции Пирсона между нормированными сечениями квадрата модуля электрического поля выходных изображений. Для сравнения с традиционным подходом была рассчитана пиксельная метаповерхность, в которой нанорезонаторы внутри одного пикселя идентичны, а требуемая передаточная функция аппроксимируется ступенчатым профилем (см. рис. 3, синяя кривая). В качестве резонаторов в пиксельной реализации использовались аналогичные нанокольца, оптимизация проводилась для параметров a, d, b в тех же пределах.

Полноволновой FDTD-расчет для градиентной метаповерхности при x -поляризованном излучении показывает коэффициент корреляции с теоретиче-

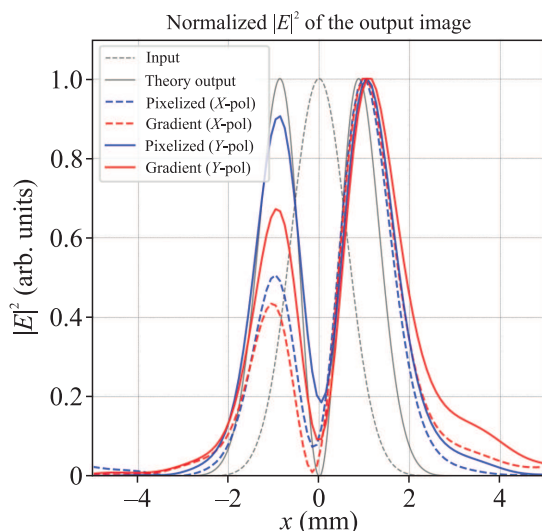


Рис. 4. (Цветной онлайн) Сечение квадрата модуля электрического поля выходного изображения после обработки градиентной (красная кривая) и пиксельной (синяя кривая) метаповерхностью соответственно в сравнении с необходимой теоретической зависимостью (серая сплошная кривая). Квадрат модуля электрического поля входного изображения обозначен серым пунктиром. Значения отнормированы на максимум $|E|^2$ каждой кривой

ской зависимостью 82 %, для пиксельной – 88 %. При тех же условиях для y -поляризованного излучения составляют 87 % и 95 % для градиентной и пиксельной метаповерхностей соответственно. Сечения полученных распределений $|E|^2$ вдоль оси x представлены на рис. 4: сплошные линии соответствуют y -поляризации, пунктирные – x -поляризации; красные линии соответствуют градиентной метаповерхности, синие – пиксельной.

Дискретизация Фурье-фильтра, несмотря на заметное отличие пиксельной функции пропускания от гладкой градиентной зависимости, не привела к существенному искажению итогового распределения поля. Более того, для обеих поляризаций градиентная метаповерхность показала меньший коэффициент корреляции, чем пиксельная. Это связано с тем, что в данной задаче градиент изменения геометрических параметров оказался достаточно велик: в случае градиентной метаповерхности это привело к более сильному нарушению условий квазипериодичности и, как следствие, к большему искажению отклика. В пиксельной метаповерхности, напротив, оптический отклик определялся строго периодическими условиями и, несмотря на ограничение размера пикселя, итоговое распределение поля показало более высокий уровень корреляции.

В случае y -поляризованного излучения коэффициент корреляции между рассчитанным и теоретическим распределениями поля выше, чем при x -поляризованном. Это объясняется тем, что для y -поляризованного излучения направление вектора поля E совпадает с направлением, вдоль которого сохраняется периодичность как пиксельной структуры, так и градиентной. В результате трансляционная симметрия поля вдоль этого направления не нарушается. Для x -поляризации, перпендикулярной направлению сохранения периодичности, локальное поле между наночастицами в градиентной метаповерхности изменяется при изменении параметров окружающих частиц, а в пиксельной – скачкообразно на границах пикселей. Изменение локального поля, возникающее вдоль направления слома периодичности, приводит к искажению амплитудно-фазового профиля метаповерхности и снижению коэффициента корреляции.

3. Заключение. Предложен подход к проектированию градиентной метаповерхности на основе кольцевых нанорезонаторов из арсенида галлия для реализации пространственного оптического дифференцирования в $4f$ -схеме Фурье-фильтрации. Показано, что использование библиотеки откликов периодических ячеек, нейросетевой аппроксимации и оптимизации методом дифференциальной эволюции позволяет синтезировать амплитудно-фазовый профиль, близкий к целевой передаточной функции.

Результаты полноволнового моделирования продемонстрировали, что в рамках данной задачи градиентная метаповерхность уступает пиксельной в точности выполнения математических операций. Снижение коэффициента корреляции наблюдается для обеих линейных поляризаций падающего излучения и объясняется тем, что при больших градиентах геометрических параметров нарушается применимость приближения локальной периодичности. Выявлена зависимость точности выполнения операции от неоднородности распределения ближнего оптического поля, вызванной различными направлениями поляризаций падающего света. Полученные результаты показывают ограничения применения квазипериодического подхода при синтезе градиентных метаповерхностей для задач аналоговых оптических вычислений.

В. В. Юшков выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики “БАЗИС” за стипендиальную поддержку.

Финансирование работы. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 25-12-00355) и при поддержке

некоммерческого Фонда развития науки и образования “Интеллект”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A.V. Lugt, “Signal detection by complex spatial filtering”, *IEEE Trans. Inf. Theory* **10**, 139 (1964).
2. O. Bryngdahl, “Geometrical transformations in optics”, *J. Opt. Soc. Am.* **64**(8), 1092 (1974).
3. J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (Macmillan Learning, N.Y., 2017).
4. T. Manzur, J. Zeller, and S. Serati, “Optical correlator based target detection, recognition, classification, and tracking”, *Appl. Opt.* **51**, 4976 (2012).
5. А.Д. Гартман, А.С. Устинов, А.С. Шорохов, А.А. Федянин, “Пространственное разделение скалярных световых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью фазовой метаповерхности”, *Письма в ЖЭТФ* **114**(8), 509 (2021) [A.D. Gartman, A.S. Ustinov, A.S. Shorokhov, and A.A. Fedyanin, “Spatial Separation of Scalar Light Beams with Orbital Angular Momentum Using a Phase Metasurface”, *JETP Lett.* **114**, 441 (2021)].
6. P. A. Khorin, N. A. Ivliev, and S. N. Khonina, “Optical spatial filters for controlling the width of extracted object edges”, *J. Opt. Technol.* **92**(5), 280 (2025).
7. I. Staude, A.E. Miroshnichenko, M. Decker, N.T. Fofang, S. Liu, E. Gonzales, J. Dominguez, T.S. Luk, D.N. Neshev, I. Brener, and Y. Kivshar, “Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks”, *ACS Nano* **7**, 7824 (2013).
8. N. Yu and F. Capasso, “Flat optics with designer metasurfaces”, *Nat. Mater.* **13**, 139 (2014).
9. Y.F. Yu, A.Y. Zhu, R. Paniagua-Domínguez, Y.H. Fu, B. Luk'yanchuk, and A.I. Kuznetsov, “Hightransmission dielectric metasurface with 2π phase control at visible wavelengths”, *Laser Photonics Rev.* **9**, 412 (2015).
10. M. Decker, I. Staude, M. Falkner, J. Dominguez, D.N. Neshev, I. Brener, T. Pertsch, and Y.S. Kivshar, “High-efficiency dielectric huygens’ surfaces”, *Adv. Opt. Mater.* **3**, 813 (2015).
11. A.I. Kuznetsov, A.E. Miroshnichenko, M.L. Brongersma, Y.S. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, “Optically resonant dielectric nanostructures”, *Science* **354**(6314), aag2472 (2016).
12. K.E. Chong, L. Wang, I. Staude, A.R. James, J. Dominguez, S. Liu, G.S. Subramania, M. Decker, D.N. Neshev, I. Brener, and Y.S. Kivshar, “Efficient polarization-insensitive complex wavefront control using huygens’ metasurfaces based on dielectric resonant meta-atoms”, *ACS Photonics* **3**, 514 (2016).
13. P. Genevet, F. Capasso, F. Aieta, M. Khorasaninejad, and R. Devlin, “Recent advances in planar optics: from plasmonic to dielectric metasurfaces”, *Optica* **4**, 139 (2017).
14. A.C. Overvig, S. Shrestha, S.C. Malek, M. Lu, A. Stein, C. Zheng, and N. Yu, “Dielectric metasurfaces for complete and independent control of the optical amplitude and phase”, *Light Sci. Appl.* **8**(1), 92 (2019).
15. А.В. Коновалова, А.А. Попкова, Т.Г. Балуян, А.А. Федянин, “Особенности проектирования оптических дифракционных нейронных сетей”, *Письма в ЖЭТФ* **123**, 96 (2026) [A.V. Konovalova, A.A. Popkova, T.G. Baluian, and A.A. Fedyanin, “Design Features of Optical Diffraction Neural Networks”, *JETP Lett.* **123**, 85 (2026)].
16. А.И. Мусорин, А.С. Шорохов, А.А. Чежегов, Т.Г. Балуян, К.Р. Сафронов, А.В. Четвертухин, А.А. Грунин, А.А. Федянин, “Подходы фотоники для реализации нейроморфных вычислений”, *Успехи физических наук* **193**(12), 1284 (2023) [A.I. Musorin, A.S. Shorokhov, A.A. Chezhegov, T.G. Baluyan, K.R. Safronov, A.V. Chetvertukhin, A.A. Grunin, and A.A. Fedyanin, “Photonics approaches to the implementation of neuromorphic computing”, *Phys.-Uspekhi* **193**, 1284 (2023)].
17. D.N. Neshev and A.E. Miroshnichenko, “Enabling smart vision with metasurfaces”, *Nat. Photonics* **17**(1), 26 (2023).
18. A.I. Kuznetsov, M.L. Brongersma, J. Yao et al. (Collaboration), “Roadmap for optical metasurfaces”, *ACS Photonics* **11**(3), 816 (2024).
19. M.S. Monjur, S. Tseng, R. Tripathi, J.J. Donoghue, and M.S. Shahriar, “Hybrid optoelectronic correlator architecture for shift-invariant target recognition”, *J. Opt. Soc. Am. A* **31**, 41 (2014).
20. A. Chizari, S. Abdollahramezani, M.V. Jamali, and J.A. Salehi, “Analog optical computing based on a dielectric meta-reflect array”, *Opt. Lett.* **41**, 3451 (2016).
21. J. Zhou, S. Liu, H. Qian, Y. Li, H. Luo, S. Wen, Z. Zhou, G. Guo, B. Shi, and Z. Liu, “Metasurface enabled quantum edge detection”, *Sci. Adv.* **6**(51), eabc4385 (2020).
22. V.V. Yushkov, V.A. Sitnyansky, A.S. Shorokhov, and A.A. Fedyanin, “Analog optical correlation augmented by mie-resonant metasurfaces”, *ACS Photonics* **11**(6), 2506 (2024).
23. V.V. Yushkov, A.S. Shorokhov, and A.A. Fedyanin, “Ultrafast optically tunable GaAs metasurfaces for analog image processing”, *ACS Omega* **11**(2), 3311 (2026).
24. K.E. Chong, I. Staude, A. James, J. Dominguez, S. Liu, S. Campione, G.S. Subramania, T.S. Luk, M. Decker, D.N. Neshev, I. Brener, and Y.S. Kivshar, “Polarization-independent silicon metadevices for efficient optical wavefront control”, *Nano Lett.* **15**, 5369 (2015).

25. M. Cotrufo, S. Singh, A. Arora, A. Majewski, and A. Alù, "Polarization imaging and edge detection with image-processing metasurfaces", *Optica* **10**(10), 1331 (2023).
26. J. Jiang and J. A. Fan, "Global optimization of dielectric metasurfaces using a physics-driven neural network", *Nano Lett.* **19**(8), 5366 (2019).
27. Г. А. Колосов, А. С. Шорохов, А. А. Федянин, "Численное моделирование фотонного тензорного ядра для аппаратного ускорения оптических матрично-векторных вычислений", *Письма в ЖЭТФ* **120**(11–12), 970 (2024) [G. A. Kolosov, A. S. Shorokhov, and A. A. Fedyanin, "Numerical Simulation of a Photonic Tensor Core for the Hardware Acceleration of the Optical Matrix-Vector Multiplication", *JETP Lett.* **120**, 932 (2024)].
28. S. Jafar-Zanjani, S. Inampudi, and H. Mosallaei, "Adaptive genetic algorithm for optical metasurfaces design", *Sci. Rep.* **8**(1), 11040 (2018).
29. G. Kolosov, E. Kabak, A. Shorokhov, and A. Fedyanin, "Reconfigurable mode converters based on lowloss phase change materials for integrated optical computing", *Opt. Express* **34**(5), 8087 (2026).
30. P. Jangid, F. U. Richter, M. L. Tseng, I. Sinev, S. Kruk, H. Altug, and Y. Kivshar, "Spectral tuning of high-harmonic generation with resonance-gradient metasurfaces", *Adv. Mater.* **36**(2), 2307494 (2023).
31. L. Wang, S. Kruk, K. Koshelev, I. Kravchenko, B. Luther-Davies, and Y. Kivshar, "Nonlinear wavefront control with all-dielectric metasurfaces", *Nano Lett.* **18**(6), 3978 (2018).
32. F. U. Richter, I. Sinev, S. Zhou, A. Leitis, S. Oh, M. L. Tseng, Y. Kivshar, and H. Altug, "Gradient high-q dielectric metasurfaces for broadband sensing and control of vibrational light-matter coupling", *Adv. Mater.* **36**(25), 2314279 (2024).
33. I. Sinev, A. Cargioli, D. Piciocchi, F. U. Brikh, J. Faist, and H. Altug, "Metasurface-enhanced midinfrared imaging spectroscopy with broadband quantum cascade lasers", <https://doi.org/10.1038/s41467-026-71611-9> (2026).
34. H. Feng, S. Min, S. Xuan, Z. Gan, Z. Sun, Y. Gao, S. Yang, W.-D. Li, and Y. Chen, "Gradient nanoplasmonic imaging metasurface for rapid and label-free detection of SARS-CoV-2 sequences", *Talanta* **278**, 126533 (2024).
35. M. Khorasaninejad and F. Capasso, "Metalenses: Versatile multifunctional photonic components", *Science* **358** (2017).
36. G.-Y. Lee, G. Yoon, S.-Y. Lee, H. Yun, J. Cho, K. Lee, H. Kim, J. Rho, and B. Lee, "Complete amplitude and phase control of light using broadband holographic metasurfaces", *Nanoscale* **10**, 4237 (2018).
37. F. He, K. F. MacDonald, and X. Fang, "Continuous beam steering by coherent light-by-light control of dielectric metasurface phase gradient", *Opt. Express* **28**, 30107 (2020).